К. С. Ржевкин

Туннельный диод



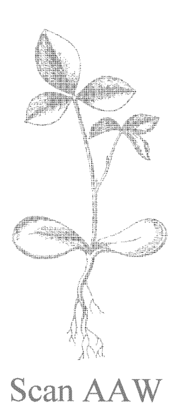
ГОСЭНЕРГОИЗДАТ

МАССОВАЯ РАДИОБИБЛИОТЕКА

Выпуск 452

К. С. РЖЕВКИН

ТУННЕЛЬНЫЙ ДИОД





ГОСУДАРСТВЕННОЕ ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО

МОСКВА 1962 ЛЕНИНГРАД

В брошюре популярно изложены основные физические явления, необходимые для понимания принципа действия туннельного диода, описаны параметры и характеристики туннельных диодов, приведены элементарные сведения по технологии их изготовления. Рассмотрены также принципы построения типовых схем (генератор, усилитель, мультивибратор, триггер) на туннельных диодах.

Брошюра предназначена для широкого круга радиолюбителей, желающих получить представление о принципе действия и применении туннельных диодов.

СОДЕРЖАНИЕ

6П2.15 *Ржевкин Кирилл Сергеевич*
Р 48 **Туннельный диод.** М.—Л., Госэнергоиздат, 1962.
24 стр. с илл. (Массовая радиобиблиотека, вып. 452).
6П2.15

Редактор *С. Г. Мадоян* Техн. редактор *В. В. Емжин*
Обложка художника *А. М. Кувшинникова*

Сдано в набор 23/V—1962 г Подписано к печати 29/VIII—1962 г.
Бумага $84 \times 108^1/_{32}$ 1,23 печ. л. Уч.-изд. л. 1,8
Т 08592 Тираж 30 000 экз. Цена 07 коп. Зак. 2356

Типография Госэнергоиздата. Москва, Шлюзовая наб., 10.

ВВЕДЕНИЕ

Успехи, достигнутые в последние годы в освоении сантиметрового, миллиметрового и светового диапазонов радиоволн, в значительной степени связаны с использованием новых приборов, разработанных на основе твердого тела. К их числу относятся квантовомеханические генераторы и усилители — «Мазеры» и «Лазеры», позволяющие усиливать и генерировать электрические колебания, включая световой диапазон волн, и, наиболее обширный и распространенный класс — полупроводниковые приборы.

Сюда относятся хорошо известные радиолюбителям полупроводниковые диоды всех известных типов, транзисторы, параметрические диоды и др. С физической точки зрения все приборы, разработанные на основе твердого тела, объединяет одно общее свойство: средой, в которой перемещаются электроны, является не газ и не вакуум, как это имеет место в электровакуумных и газоразрядных приборах, а кристаллическая решетка твердого тела. Эта специфика и определяет все замечательные свойства и особенности новых приборов, объяснение которых стало возможно лишь с помощью сравнительно молодой науки — квантовой механики.

Содружество таких наук, как радиофизика и квантовая теория поля, возникшее в последние годы, породило совсем молодую область знаний — квантовую радиофизику, занимающуюся разработкой и исследованием новых приборов, основой которых служит твердое тело.

Одной из последних разработок в области полупроводниковых приборов является туннельный диод, изобретенный в 1958 г. японским ученым Эсаки. В настоящее время разработкой и производством туннельных диодов интенсивно занимаются во многих странах мира, поскольку их применение сулит чрезвычайно широкие возможности. Чем же туннельный диод привлек к себе всеобщее внимание радиоспециалистов?

Туннельный диод способен усиливать, генерировать и преобразовывать электромагнитные колебания до частот порядка нескольких сотен гигагерц, что соответствует миллиметровому диапазону волн. Его усилительные свойства сохраняются в интервале температур от —200 до +400° С. Усилители на туннельных диодах обладают очень высоким коэффициентом усиления и сравнительно низким уровнем шумов.

В области импульсной техники применение туннельных диодов оказалось чрезвычайно перспективным. С их помощью возможно

конструировать математические машины, обладающие очень большой скоростью счета и высокой надежностью.

К указанным преимуществам необходимо добавить, что туннельные диоды практически нечувствительны к ядерной радиации, имеют очень малые размеры, ничтожный вес и потребляют энергию от источников питания, в несколько раз меньшую, чем самые экономичные электронные и полупроводниковые приборы.

ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ТУННЕЛЬНОГО ДИОДА

Чем же объясняются такие замечательные свойства туннельного диода? Как уже подсказывает само название этого прибора, в основе его действия лежит хорошо известный в квантовой механике туннельный эффект. Чтобы понять сущность этого эффекта, рассмотрим простейший пример.

Если на некотором расстоянии от куска металла, назовем его катодом, расположить пластинку — анод (рис. 1) и присоединить их к батарее *Б* так, чтобы положительный полюс последней был подключен к аноду, а отрицательный к катоду, то во внешней цепи потечет электрический ток, который зарегистрирует включенный в цепь гальванометр *Г*. Это явление уже давно хорошо известно в физике и технике. Оно называется холодной или автоэлектронной эмиссией.

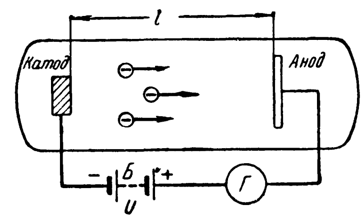


Рис. 1. Модель вакуумного диода с холодной эмиссией.

При комнатной температуре над поверхностью металла всегда имеется определенное количество свободных электронов, которые как бы «испаряются» из металла, образуя так называемое электронное облако. Эти электроны смогли «выйти» из металла только потому, что энергия их теплового движения оказалась больше энергии, обусловленной силами, удерживающими электрон в металле. Работа, которую электрон должен совершить, чтобы преодолеть эти силы, называется работой выхода. Для разных металлов величина работы выхода различна.

Внешнее электрическое поле между анодом и катодом уменьшает величину работы выхода; поэтому с ростом напряжения батареи при постоянном расстоянии между катодом и анодом ток во внешней цепи возрастает.

Какой же должна быть напряженность поля, чтобы ток холодной эмиссии во внешней цепи достиг максимального значения? Очевидно, это может произойти при такой напряженности поля, когда работа выхода обратится в нуль. Физики подсчитали, что для вольфрама, например, эта напряженность поля $E = U/l = 200\,000\,000$ *в/см*, т. е. если расстояние между анодом и катодом сделать равным 1 *см*, то батарея должна иметь напряжение 200 000 000 *в*. Если же расстояние сделать равным 1 *мк* (0,0001 *см*), то напряжение должно быть 20 000 *в*. Отсюда следует, что даже в последнем случае практическое осуществление подобного прибора весьма затруднительно.

Однако экспериментальная проверка показала, что для вольфрамового катода достаточно большие токи удается получить уже при напряженности поля порядка 10^6 *в/см*, т. е. при расстоянии в 1 *мк* достаточно иметь батарею напряжением 100 *в*.

Столь сильные расхождения между первоначально предложенной теорией и опытом удалось объяснить с помощью туннельного эффекта. Дело в том, что силы, препятствующие выходу электрона из металла, образуют у его поверхности так называемый потенциальный барьер (рис. 2), для преодоления которого согласно классической теории электрон должен сначала «подняться» на него, затратив работу, равную работе выхода, а затем уже свободно перемещаться от катода к аноду. Согласно же квантовой

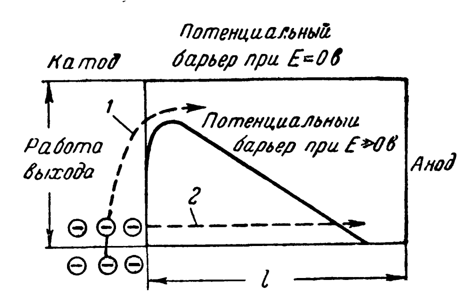


Рис 2. Форма потенциального барьера у катода на рис. 1.

1—классический способ преодоления потенциального барьера, *2*—туннельный переход электрона.

механике электрону нет необходимости «подниматься» на барьер; при определенных условиях он может, не затрачивая энергии, пройти «сквозь» него, как через туннель.

Такой механизм «выхода» из металла связан с волновым представлением о движении электрона в твердом теле. Здесь имеется довольно близкая аналогия с прохождением света через непрозрачную (в обычном понимании) металлическую пластинку. Если пластинка достаточно тонка, то часть светового потока обязательно, пройдет через нее и может быть обнаружена по другую сторону пластинки. Точно так же и потенциальный барьер может оказаться достаточно «прозрачным» для электронов, «выходящих» с поверхности данного тела. Только в этом случае ширина барьера, которая определяет его «прозрачность», в очень сильной степени зависит от величины напряженности электрического поля.

В квантовой механике прозрачность барьера описывается математической функцией, которая показывает, какова вероятность туннельного перехода электрона, обладающего данной энергией. С ростом напряженности электрического поля вероятность туннельного перехода возрастает, и потенциальный барьер для электронов становится как бы «прозрачнее».

Туннельный эффект может также наблюдаться и между двумя полупроводниками. Например, критическая напряженность поля для германия, при которой появляется значительный туннельный ток,

составляет примерно 10^5 *в/см*. Таким образом, для того чтобы сделать полупроводниковый прибор, работающий на этом принципе, достаточно эффективным при сравнительно низких напряжениях, необходимо обеспечить достаточно малое расстояние между соответствующими его электродами.

В отличие от рассмотренного выше примера с металлами, областью раздела между полупроводниковым «катодом» и «анодом» является не вакуум, а так называемый обедненный слой, который образуется на границе двух полупроводников с различными электрическими свойствами. Такое соединение полупроводников в физике называют *p-n*-переходом; он имеется у всех известных в настоящее время полупроводниковых диодов и транзисторов. Напомним, что буква *p* (от латинского слова positive — положительный) означает, что ток в данном полупроводнике переносится положительными зарядами (дырками), а буква *n* (от латинского слова negative — отрицательный) — отрицательными (электронами).

На границе раздела двух полупроводников с различным типом проводимости образуется очень тонкий слой, обедненный носителями тока; в нем нет ни дырок, ни электронов. Этот слой, грубо говоря, играет ту же роль, что и расстояние между анодом и катодом в рассмотренном выше примере. Но в отличие от этого примера в обедненном слое всегда имеется «собственная», внутренняя напряженность электрического поля, обусловленная наличием равновесной разности потенциалов между двумя областями полупроводника с различными типами проводимости. Это разность потенциалов как бы «удерживает» электроны с одной стороны *p-n*-перехода и дырки с другой стороны от их взаимного перемещения, которое неизбежно привело бы к возникновению тока во внешней цепи. Поэтому, когда к *p-n*-переходу не приложено внешнее напряжение, в нем устанавливается равновесное состояние, при котором ток во внешней цепи равен нулю.

Нарушить равновесное состояние *p-n*-перехода можно не только за счет подключения внешней батареи, но и с помощью любого вида облучения (светового, теплового или ядерного). При этом разность потенциалов между полупроводниками уменьшается и возникает встречный поток дырок и электронов, вызывающий появление тока во внешней цепи. На этом принципе, в частности, работают хорошо известные фотолюбителям фотоэкспонометры, в которых в зависимости от освещенности изменяется величина напряжения на *p-n*-переходе, отмечаемая милливольтметром во внешней цепи. Очевидно, что максимальное напряжение, которое может показать милливольтметр при наибольшей освещенности, не может превышать равновесной разности потенциалов, обычно составляющей 0,1—0,7 *в*.

Равновесная разность потенциалов и ширина обедненного слоя зависят от концентрации дырок и электронов по обе стороны от границы раздела полупроводников типов *p* и *n*: чем больше концентрация, тем выше равновесная разность потенциалов и уже обедненный слой. Концентрация электронов и дырок определяется концентрацией, введенной в полупроводник в процессе изготовления *p-n*-перехода примеси. Для того чтобы полупроводник имел определенную проводимость (электронную или дырочную), в него вводят соответствующие примеси. Так, например, чтобы германий и кремний имели электронную проводимость, в них вводят сурьму, мышьяк или фосфор. Элементы, сообщающие полупроводнику электронную проводи-

мость, называются донорами. Для придания же полупроводнику дырочной проводимости обычно используют индий, галий, бор. Эти элементы называют акцепторами.

Наиболее распространенным способом изготовления *p-n*-переходов является метод вплавления. Сущность его сводится к тому, что на поверхность пластинки германия, например электронного типа, толщиной 0,1—0,5 *мм* наносится капля индия При температуре порядка 500—600° С происходит сплавление индия с германием, в результате которого на пластине германия образуется капля сплава индий—германий. При последующем охлаждении кристаллизующийся из расплава германий захватывает атомы индия и приобретает дырочную проводимость. На границе этого рекристаллизованного слоя типа *p* с исходным германием типа *n* образуется *p-n*-переход.

У обычных полупроводниковых диодов и транзисторов, широко используемых в современной электронной аппаратуре, концентрация электронов и дырок редко превышает 10^{17} в 1 $см^3$ (обычно 10^{14}—10^{16} в 1 $см^3$). При этом равновесная разность потенциалов обычно составляет 0,2—0,3 *в*, а ширина обедненного слоя несколько микрон.

Как уже было отмечено раньше, для того чтобы в *p-n*-переходе мог наблюдаться туннельный эффект, необходимо обеспечить достаточно высокую напряженность электрического поля на границе раздела двух полупроводников. Для этого нужно повысить равновесную разность потенциалов и сделать по возможности уже обедненный слой. Эти два требования можно удовлетворить одновременно, если повысить концентрацию электронов и дырок по обе стороны от границы раздела.

Поэтому в германиевых туннельных диодах концентрация электронов и дырок достигает 10^{19}—10^{20} в 1 $см^3$. Такие полупроводники называются вырожденными, а их свойства становятся очень близки к металлам. Ширина обедненного слоя в таком *p-n*-переходе оказывается порядка 0,01 *мк* и, следовательно, только за счет равновесной разности потенциалов, которая в данном случае составляет 0,6—0,7 *в*, напряженность поля в *p-n*-переходе может достигать $5 \cdot 10^5$—$7 \cdot 10^5$ *в/см*. Через такой узкий *p-n*-переход даже без внешнего смещения должен протекать значительный туннельный ток!

Однако этого не произойдет, потому что в отличие от схемы на рис. 1 в *p-n*-переходе появится туннельный ток не только из области *p* в область *n*, но и направленный навстречу ему ток из области *n* в область *p*. Поскольку же эти токи равны, результирующий ток во внешней цепи будет равен нулю.

Такое равновесие будет иметь место до тех пор, пока мы какимлибо способом не «заставим» одну из составляющих токов уменьшиться по сравнению с другой. Это можно легко сделать с помощью батареи смещения. Если подключить батарею *Б* так, как это показано на рис. 3,*а*, т. е. положительным полюсом к области *p*, а отрицательным к области *n*, то поток электронов из *n* в *p* увеличится, а из *p* в *n* уменьшится. В итоге появится результирующий ток I_0, который будет направлен во внешней цепи справа налево. Такое включение батареи соответствует прямому смещению в *p-n*-переходе. Если же изменить полярность источника на обратную, как показано на рис. 3,*б*, то поток электронов из *n* в *p* уменьшится, а из *p* в *n* увеличится и результирующий ток изменит свое направление. Такое включение батареи соответствует обратному смещению в *p-n*-переходе.

Рассмотренный нами полупроводниковый прибор получил название туннельного диода, поскольку по своей конструкции (два электрода) он совершенно аналогичен хорошо известным и широко используемым полупроводниковым диодам. Однако принцип действия этих двух приборов и их характеристики существенно различны.

В обычных полупроводниковых диодах и транзисторах электрон, для того чтобы попасть из области *n* в область *p* (и наоборот), дол-

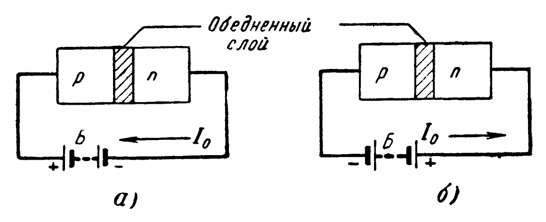


Рис. 3. Модель *p-n*-перехода.
а — прямое смещение; *б* — обратное смещение.

жен «взбираться» на потенциальный барьер, затрачивая при этом значительную часть своей тепловой энергии, так как большая ширина обедненного слоя не позволяет ему проделать тот же путь за счет туннельного перехода. Поэтому в этих приборах прямой ток нарастает довольно вяло в интервале напряжений от 0 до 0,1—0,2 *в*,

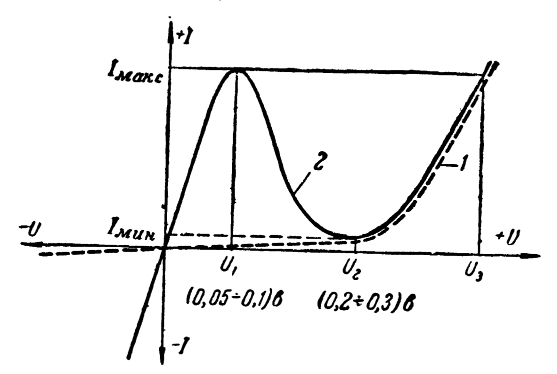


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики,
1 — обычного полупроводникового диода; *2* — туннельного диода.

так как при комнатной температуре в полупроводнике оказывается слишком мало свободных электронов с энергией, достаточной для преодоления потенциального барьера.

На рис. 4 для сравнения показаны вольт-амперные характеристики обычного полупроводникового (кривая *1*) и туннельного (кривая *2*) диодов. В отличие от обычного у туннельного диода ток при небольших напряжениях в прямом и обратном направлениях возра-

стает очень резко. Это связано с тем, что согласно законам квантовой механики при туннельном переходе электрон не расходует своей энергии и поэтому может совершать такие переходы даже при температуре, близкой к абсолютному нулю (—273° С). При таких температурах обычные полупроводниковые диоды и транзисторы вообще не будут работать, так как основным фактором, заставляющим электроны в этих приборах перемещаться из одной области полупроводника в другую, является энергия теплового движения. Это обстоятельство и объясняет тот факт, что туннельные диоды работают в гораздо более широком диапазоне температур, чем обычные полупроводниковые приборы.

Поскольку электронов, совершающих туннельный переход, в вырожденном полупроводнике очень много, величина тока при малых прямых и обратных смещениях зависит лишь от разности встречных потоков, интенсивность которых регулируется батареей смещения, выполняющей как бы роль клапана.

В отличие от тока при обратных смещениях туннельный ток в прямом направлении достигает некоторого максимального значения $I_{макс}$ при напряжении U_1, а затем начинает довольно резко убывать до некоторого минимального значения $I_{мин}$. Это связано с тем, что с ростом напряжения в прямом направлении уменьшается число электронов, способных совершить туннельный переход. При напряжении U_2 число этих электронов становится равным нулю и туннельный ток также должен был бы обратиться в нуль. Но, как следует из рис. 4, при напряжении U_2 ток достигает некоторого минимального значения $I_{мин}$, а затем начинает довольно резко возрастать. Восходящие ветви характеристик для обоих рассматриваемых диодов совпадут, когда напряжение достигнет значения U_2. В этом нет ничего удивительного, потому что, начиная с этого напряжения, когда прекращается туннельный ток, механизм прохождения электронов через *p-n*-переход в обоих диодах становится одинаковым, так как он связан с тепловым «перебросом» электронов через потенциальный барьер. Эта причина отчасти объясняет наличие тока $I_{мин}$ при напряжении U_2.

В обратном направлении ток обычного диода чрезвычайно мал, так как высота потенциального барьера в этом случае оказывается больше равновесной и составляет единицы микроампер. В связи с этим его обратное сопротивление очень велико (порядка нескольких мегом). У туннельного же диода обратный ток с повышением напряжения резко возрастает и уже при напряжениях порядка десятых долей вольта может составлять несколько десятков миллиампер. Поэтому его сопротивление в обратном направлении составляет единицы ом.

Основное преимущество туннельного диода перед известными полупроводниковыми приборами заключается в его чрезвычайно высоком частотном пределе, до которого он может быть использован в различных радиотехнических схемах. Эта его особенность связана с механизмом прохождения электрона через узкий *p-n*-переход и объясняется следующими причинами. Туннельный переход электрона происходит практически мгновенно, со скоростью, близкой к скорости света (время перехода составляет 10^{-13}—10^{-14} *сек*).

Следующая причина, обусловливающая малую инерционность туннельного диода, связана с характером движения электрона в од-

нородной области полупроводника после прохождения «сквозь» потенциальный барьер.

Рассмотрим это более подробно. В обычных полупроводниковых диодах электрон, покинувший полупроводник типа *n*, попадает в область полупроводника типа *p*, где он оказывается как бы «чужим» в окружении большого числа положительных зарядов — дырок. В физике такие электроны называют неосновными носителями заряда в отличие от основных носителей, каковыми являются дырки в области *p* или электроны в области *n*. Особенность движения неосновных носителей в полупроводниках заключается в том, что они перемещаются со скоростью диффузии, т. е. очень медленно. С этой же скоростью происходит и передача электрического сигнала. Классическим примером диффузионного движения может служить распространение краски в стакане воды. Хорошо известно, что требуется довольно большое время, чтобы молекулы краски под действием теплового движения равномерно распределились во всем объеме жидкости. Примерно по тем же законам происходит и распространение неосновных носителей в объеме полупроводника. Это обстоятельство является определяющим при оценке инерционности обычных полупроводниковых диодов и транзисторов. По этой причине наиболее высокочастотные диоды и транзисторы, в которых используется только диффузионный механизм передачи тока, могут работать до частот порядка нескольких десятков мегагерц.

Совершенно иначе обстоит дело в туннельном диоде. Здесь электрон, покидающий полупроводник типа *n*, попадает в область *p* как бы преобразованным в положительный заряд, т. е. дырку. Таким образом, все электроны, совершившие туннельный переход из области *n* в область *p*, становятся основными носителями и в области *p*.

Известно, что передача электрического сигнала с помощью основных для данного полупроводника носителей заряда происходит со скоростью света. Наиболее ярким подтверждением этого является прохождение тока через металлический проводник, в котором электроны, поступающие из батареи смещения, служат основными носителями. Поэтому туннельный диод является прибором практически безынерционным.

Как мы увидим дальше, частотный предел применимости туннельного диода ограничивается лишь наличием таких параметров, как емкость *p-n*-перехода и сопротивление потерь, обусловленное объемным сопротивлением материала и выводящих проводников.

Эти параметры присущи любому туннельному диоду, и поэтому создание более высокочастотных образцов сводится в основном к разработке наиболее совершенной конструкции и поискам соответствующих полупроводниковых материалов, использование которых позволило бы свести к минимуму емкость перехода и сопротивление потерь.

Следует отметить, что на характеристики диффузионного движения сильное влияние оказывает ядерное облучение. Поэтому параметры обычных диодов и транзисторов, в которых указанный механизм движения является определяющим их свойства, существенно изменяются уже при незначительных дозах радиации. Туннельные же диоды практически мало чувствительны к ядерному облучению.

Одной из разновидностей туннельного диода является обращенный диод, который имеет вольт-амперную характеристику, сов-

падающую с туннельным диодом в обратном направлении и с обычным диодом в прямом. Обращенный диод имеет довольно большое сопротивление при положительных смещениях в интервале напряжений от нуля до 0,1—0,2 *в* и очень малое сопротивление при отрицательных смещениях. Такой вид характеристики и объясняет термин «обращенный», поскольку при нормальной работе в режиме детектора обращенный диод оказывается хорошим проводником для обратных и плохим для прямых смещений.

Высокая крутизна характеристики в обратном направлении позволяет использовать обращенные диоды для детектирования переменных сигналов напряжением в несколько милливольт. Детектировать столь малые напряжения с помощью обычных диодов практически невозможно, так как в указанном интервале напряжений кривизна их характеристики оказывается недостаточной для эффективного детектирования.

ПАРАМЕТРЫ ТУННЕЛЬНОГО ДИОДА

Как следует из рис. 4, при увеличении напряжения в прямом направлении от 0 до U_1 и от U_2 до U_3 ток через туннельный диод увеличивается. Это указывает на то, что дифференциальная проводимость (наклон касательной в каждой точке характеристики) диода является величиной положительной, т. е. на этих участках туннельный диод ведет себя, как обычное нелинейное сопротивление, не проявляя никаких усилительных свойств.

В интервале же напряжений от U_1 до U_2 вольт-амперная характеристика имеет падающий участок. С ростом напряжения ток падает, что указывает на наличие отрицательного дифференциального сопротивления. Этот участок характеристики и является наиболее ценным при использовании туннельного диода в радиотехнических схемах.

Дифференциальное сопротивление определяется как отношение приращения напряжения к приращению тока. Если с ростом напряжения (положительное приращение) наблюдается уменьшение тока (отрицательное приращение), то сопротивление между данными точками схемы или прибора, равное отношению этих приращений, будет отрицательным. Уменьшение напряжения с ростом тока и, наоборот, уменьшение тока с ростом напряжения эквивалентно сдвигу фазы между указанными величинами на 180°. Поэтому переменные составляющие тока и напряжения направлены в отрицательном сопротивлении навстречу друг другу. Следовательно, мощность переменного сигнала, равная произведению тока на напряжение, будет иметь отрицательный знак. Это показывает, что отрицательное сопротивление не потребляет мощности переменного сигнала, а отдает ее во внешнюю цепь. Поскольку падающий участок характеристики всегда ограничен по току и напряжению, то любой прибор, обладающий отрицательным сопротивлением, может отдавать во внешнюю цепь только ограниченную мощность.

С помощью отрицательного сопротивления можно скомпенсировать потери, вносимые в схему положительным сопротивлением, и, таким образом, в зависимости от поставленной задачи осуществить схему усилителя, генератора или преобразователя электрических колебаний.

В радиотехнике понятие отрицательного сопротивления известно давно. Вольт-амперные характеристики с падающим участком наблюдаются при динатронном и транзитронном эффектах в многоэлектродных лампах. В литературе неоднократно давалось описание конкретных схем, в которых указанные явления были использованы для создания генераторов незатухающих колебаний.

Принцип действия таких генераторов очень прост. Для того чтобы возбудить незатухающие колебания в колебательном контуре, образованном из емкости C, индуктивности L и сопротивления r (рис. 5), необходимо скомпенсировать в нем все активные потери,

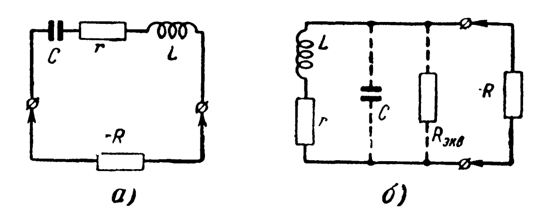


Рис. 5. Подключение отрицательного сопротивления к колебательному контуру.
а — последовательный контур; *б* — параллельный контур.

которые складываются из потерь в емкости, индуктивности и сопротивлении проводов (на рис. 5 все эти потери сосредоточены в одном сопротивлении r). Наиболее просто скомпенсировать эти потери, включив, как показано на рис. 5,*а*, последовательно в цепь отрицательное сопротивление, равное по абсолютной величине сопротивлению r, т. е. $|R|=r$.

Чтобы выполнить ту же задачу в случае параллельного контура, представленного на рис. 5,*б*, необходимо подключить к его зажимам отрицательное сопротивление, равное по абсолютной величине некоторому эквивалентному сопротивлению параллельного контура $R_{экв}$.

Как известно, на резонансной частоте $R_{экв}=rQ^2$, где Q — добротность контура. Заменив в этом выражении Q на $\sqrt{L/C}/r$, получим $R_{экв}=L/rC$.

Последнее выражение хорошо известно в радиотехнике и является не чем иным, как резонансным сопротивлением параллельного контура. Таким образом, для возбуждения незатухающих колебаний в параллельном колебательном контуре к нему достаточно подключить отрицательное сопротивление, равное его резонансному сопротивлению $R_{экв}$, т. е.

$$|R|=R_{экв}=\frac{L}{rC}. \qquad (1)$$

Посмотрим, каким должно быть это сопротивление для контура, используемого, например, в каскадах промежуточной частоты $f=460$ *кгц*. Обычно такие контуры имеют добротность Q порядка 50, индуктивность $L=1$ *мгн* и емкость $C=100$ *пф*. Тогда $R_{экв}=\sqrt{L/C}Q=$

=150 *ком*. Таким образом, если мы хотим возбудить колебания в этом контуре, то наклон падающего участка характеристики в рабочей точке у используемого нами туннельного диода должен соответствовать 150 *ком*.

Рассмотрим теперь другой пример. Пусть контур имеет следующие параметры: $L=10$ *мкгн*, $C=10$ *мкф* и $r=1$ *ом*. Ясно, что контур, обладающий такими параметрами, является очень плохим, так как его добротность $Q=\sqrt{L/C}/r=1$. Чтобы возбудить в нем незатухающие колебания, активный элемент схемы, будь то лампа, транзистор или туннельный диод, должен «вложить» в него очень много энергии, чтобы скомпенсировать потери. Согласно формуле (1) к этому контуру необходимо подключить отрицательное сопротивление в 1 *ом*. Переходя к более привычному для радиоспециалистов понятию, это означает, что крутизна в рабочей точке на падающем участке характеристики должна быть равна $S=1/|R|=1\,000$ *ма/в*! Такой крутизной не обладают даже транзисторы, не говоря уже о лампах. Но изготовить туннельный диод с такой крутизной не составляет особого труда.

Из рассмотрения этих двух примеров можно сделать еще одно заключение: чем меньше абсолютное значение отрицательного сопротивления, тем более активным является данный элемент.

Действительно, для возбуждения довольно хорошего контура промежуточной частоты, использованного в первом примере, требуется элемент с отрицательным сопротивлением в 150 *ком*, т. е. крутизной порядка 0,01 *ма/в*. Такие контуры без всякого труда возбуждаются в схемах с электронными лампами.

Для возбуждения же плохого контура с добротностью $Q=1$ необходимо иметь отрицательное сопротивление в 1 *ом*. Понятно, что с помощью такого элемента можно без труда «заставить» генерировать любой контур, обладающий более высокой добротностью. Поэтому условие (1) правильнее записать в форме следующего неравенства:

$$|R|\leqslant R_{\text{экв}}=\frac{L}{rC}.$$

Чем сильнее выполняется последнее неравенство, тем больше амплитуда и, следовательно, больше гармоник. Это связано с тем, что колебания начинают «захватывать» участки характеристики с большей нелинейностью (рис. 6). В предельном случае, когда $|R|\ll R_{\text{экв}}$, колебания будут близки к прямоугольным. Такое явление имеет место и в ламповых генераторах, когда мы увеличиваем положительную обратную связь между контуром в цепи сетки и цепью анода. При этом увеличивается «подкачка» энергии в контур, что равноценно уменьшению некоторого эквивалентного отрицательного сопротивления, подключаемого параллельно контуру.

Отрицательное дифференциальное сопротивление является важным параметром туннельного диода.

Поскольку на падающем участке вольт-амперная характеристика сильно нелинейна, величина этого сопротивления может изменяться в широких пределах. Наиболее линейным является участок, расположенный в районе точки перегиба характеристики, соответствующей напряжению U_0 на рис. 6. В этой точке дифференциальное сопротивление минимально. У туннельных диодов значение этого

сопротивления (R_0) может быть сделано от сотых долей ома до сотен ом. Напряжение U_0 для германиевых диодов обычно лежит в интервале 60—100 *мв*. Ток $I_{\text{макс}}$ в зависимости от назначения диода может колебаться от сотен микроампер до сотен миллиампер.

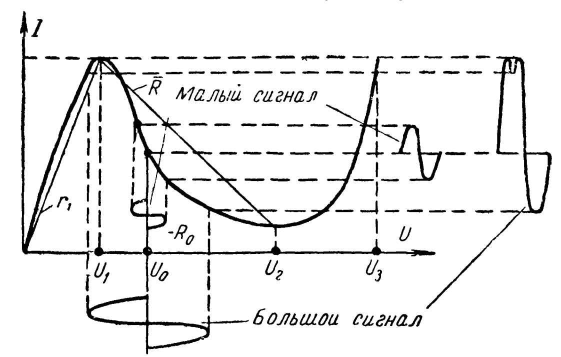


Рис. 6. Искажение формы тока при различных амплитудах напряжения на туннельном диоде.

Не представляет особого труда изготовить диод и с током $I_{\text{макс}}$ в несколько ампер, но в этом случае его частотные свойства будут заметно хуже.

Другим важным параметром туннельного диода является отношение $I_{\text{макс}}/I_{\text{мин}}$. У германиевых диодов, например, это отношение обычно составляет 5—10. Напряжение $U_1 \approx \approx 50 \div 80$ *мв*, а $U_2 \approx 250 \div 350$ *мв*.

Рис. 7. Эквивалентная схема туннельного диода.

Мы уже упоминали, что такие параметры, как емкость *p-n*-перехода и сопротивление потерь, играют определяющую роль при оценке частотных свойств туннельных диодов. На рис. 7 показана простейшая эквивалентная схема туннельного диода с учетом этих параметров. Емкость *p-n*-перехода очень напоминает емкость плоского конденсатора, заполненного диэлектриком. Роль диэлектрика в данном случае выполняет область полупроводника, обедненная носителями тока, а роль пластин — двойной слой разноименных зарядов по обе стороны *p-n*-перехода.

Емкость *C*, являющаяся важнейшим параметром туннельного диода, зависит от свойств полупроводникового материала и площади *p-n*-перехода. Характеристикой материала с этой точки зрения служит отношение *C* (в пикофарадах) к $I_{\text{макс}}$ (в миллиамперах). Для лучших туннельных диодов, изготовленных из германия типа *p* и арсенида галлия, это отношение менее единицы.

Сопротивление потерь *r* включено последовательно с цепочкой $|R|C$, так как оно характеризует все активные потери, заключенные

в выводящих проводниках и однородных областях полупроводника типов *p* и *n*.

На очень низких частотах, когда сопротивление конденсатора велико, результирующее сопротивление переменному току между зажимами туннельного диода определяется разностью $|r-R|$. Поэтому туннельный диод будет обладать отрицательным сопротивлением только в том случае, если сопротивление потерь *r* будет меньше, чем абсолютное значение $|R|$. Отсюда, в частности, следует ограничение на минимальное допустимое значение сопротивления $|R|$. Если величина *r* составляет, например, 0,1 *ом*, то для того, чтобы диод работал достаточно эфективно, его отрицательное сопротивление должно быть по крайней мере на порядок больше, т. е. примерно 1 *ом*.

С повышением частоты емкость *C* начинает все более сильно шунтировать сопротивление $|R|$. На некоторой предельной частоте действительная часть сопротивления между точками *А* и *Б* станет равной по абсолютной величине сопротивлению потерь *r*. В этом случае результирующее дифференциальное сопротивление между выходными зажимами диода обратится в нуль. Другими словами, на предельной частоте туннельный диод перестанет быть активным элементом, т. е. он уже не будет обладать отрицательным сопротивлением.

Несложные расчеты показывают, что предельная частота оказывается равной·

$$f=\frac{1}{2\pi|R|C}\sqrt{\frac{|R|}{r}-1}. \qquad (2)$$

Из этой формулы непосредственно следует, что предельная частота возрастает с уменьшением постоянной времени $|R|C$ и сопротивления потерь *r*. Для высокочастотных германиевых диодов с типовыми данными $|R|=20$ *ом*, $C=10$ *пф* и $r=1$ *ом* предельная частота согласно формуле (2) будет равна 3,5 *Ггц*, что соответствует длине волны около 9 *см*.

Современные туннельные диоды способны работать до миллиметровых волн включительно.

ПРИМЕНЕНИЕ ТУННЕЛЬНЫХ ДИОДОВ

Преимущества и недостатки туннельных диодов по сравнению с электронными лампами и транзисторами легче всего понять на примерах конкретных схем.

Первой задачей, которую необходимо решить при построении любой схемы, является задание рабочей точки по постоянному току. Как следует из вида вольт-амперной характеристики (рис. 8), для однозначного задания рабочей точки на падающем участке необходимо задавать постоянное смещение на туннельный диод от источника напряжения. Это означает, что сопротивление постоянному току (включая и внутреннее сопротивление источника смещения), включенное последовательно с туннельным диодом, должно быть меньше дифференциального сопротивления туннельного диода в рабочей точке *2*. Этому случаю соответствует линия нагрузки R_1.

Поскольку абсолютная величина дифференциального сопротивления в рабочей точке обычно составляет единицы или десятки ом, то внутреннее сопротивление источника постоянного смещения должно быть во всяком случае на порядок меньше, т. е. составлять десятые доли или единицы ома. При этом напряжение источника E

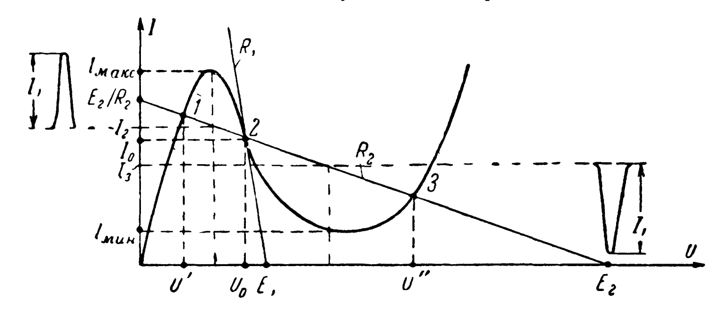


Рис. 8. Различные режимы работы туннельного диода при изменении сопротивления нагрузки.

должно быть 100—200 *ма*. Легко подсчитать, что потребляемая туннельным диодом от батареи смещения мощность $P=I_0U_0$ при $I_0=5$ *ма* и $U_0=0,1$ *в* составляет 500 *мквт*. Эта мощность оказывается примерно в 10 раз меньше мощности, необходимой для питания аналогичной схемы на транзисторе, и в несколько тысяч раз меньше мощности, потребляемой электронной лампой.

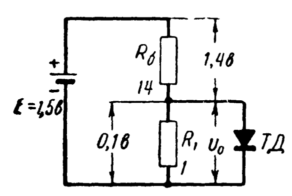


Рис. 9. Схема питания туннельного диода.

Однако в настоящее время это преимущество туннельных диодов нельзя полностью использовать, так как для питания схем на туннельных диодах обычно используют стандартные элементы напряжением 1,5—2,2 *в*, погасив излишек напряжения на балластном сопротивлении. Понятно, что в этом случае мощность, потребляемая от источника питания, будет существенно больше.

На рис. 9 показана типовая схема питания туннельного диода *ТД* от источника напряжением $E=1,5$ *в*. Если сопротивление R_1 выбрано много меньше $|R|$ и известно U_0, то величина балластного сопротивления $R_б$ находится по следующей формуле:

$$R_б = \frac{E - U_0}{U_0} R_1.$$

Например, если $E = 1,5$ *в*, $U_0 = 0,1$ *в* и $R_1 = 1$ *ом*, то $R_б = 14$ *ом*. При этом ток, потребляемый от батареи, будет равен $I = \frac{E}{R_б + R_1}$, т. е. 100 *ма*, а расходуемая мощность $P = IE = 150$ *мвт*. Таким образом, использование „высоковольтного" источника привело к увеличению мощности в 300 раз!

Если сопротивление постоянному току, включенное последовательно с диодом, будет много больше его дифференциального сопротивления на падающем участке характеристики, то линия нагрузки будет соответствовать прямой R_2 на рис. 8. В этом случае прямая R_2 пересекает вольт-амперную характеристику в точках *1*, *2* и *3* В теории колебаний доказывается, что устойчивым положениям равновесия будут соответствовать только точки *1* и *3*, а точка *2* будет неустойчивой. Это означает, что рабочая точка в данный момент времени может соответствовать напряжению на туннельном диоде либо U', либо U'' (рис. 8). Таким образом, если источник имеет внутреннее сопротивление $R_2 \gg |R|$, то невозможно задать рабочую точку на падающем участке характеристики. Такой режим питания используется при создании импульсных схем. Режим же, соответствующий заданию рабочей точки на падающем участке характеристики ($R_1 \ll |R|$), используется в схемах усилителей и генераторов гармонических колебаний.

Схемы генераторов гармонических колебаний. Ознакомление применением туннельных диодов мы начнем с рассмотрения схем генераторов гармонических колебаний, так как их построение оказывается наиболее простым и понятным.

Как уже, очевидно, стало понятно читателю, основное отличие туннельного диода от электронных ламп и транзисторов с точки зрения применения их в радиотехнических схемах сводится к тому, что туннельный диод — двухполюсник, т. е. имеет только два выходных зажима. В электронной лампе или транзисторе, которые являются трехполюсниками, усиление сигнала возможно только в одном направлении (сетка — анод или база — коллектор) и невозможно в обратном. Эти приборы — однонаправленные. Туннельный же диод не имеет раздельных входа и выхода и, таким образом, является ненаправленным.

Последнее обстоятельство приводит к довольно серьезным осложнениям при построении многокаскадных усилительных и импульсных схем, где необходимо осуществить направленную передачу сигнала с входа на выход. В схемах же любых генераторов всегда имеется только два выходных зажима, с которых снимается сигнал, и поэтому указанная особенность туннельного диода в данном случае не является недостатком.

Простейшая схема генератора гармонических колебаний показана на рис. 10. Эквивалентная схема этого генератора соответствует схеме на рис. 5,*б*. Цепь, образованная из батареи *Б*, сопротивлений R_1, $R_б$ и емкости C, обеспечивает необходимое постоянное смещение на диоде *ТД*. В отличие от схемы на рис. 9 в цепи смещения добавлен блокировочный конденсатор C_1, емкость которого должна быть выбрана из таких соображений, чтобы ее сопротивление на рабочей частоте было примерно в 10 раз меньше сопротивления R_1. Поэтому емкость этого конденсатора надо рассчитывать по следующей формуле:

$$C_1 \leqslant \frac{1{,}6 \cdot 10^6}{fR_1},$$

где C_1 — *мкф*; f — *гц*, а R_1 — *ом*.

Колебательный контур на рис. 10 образуется из емкости диода C, индуктивности L и подстроечного конденсатора C_2. Рабочая

частота определяется по известной формуле:

$$f=\frac{1}{2\pi}\frac{1}{\sqrt{L(C+C_2)}}.$$

Сопротивление $R_н$ служит нагрузкой, на которую должен работать генератор.

Если надо построить генератор с малым содержанием гармоник, то необходимо, чтобы амплитуда колебаний A не «выходила» за линейный участок характеристики (рис. 6). Этот участок примерно равен $\pm 0{,}1U_0$. Поэтому амплитуда колебаний для германиевых диодов обычно составляет 2—10 *мв*.

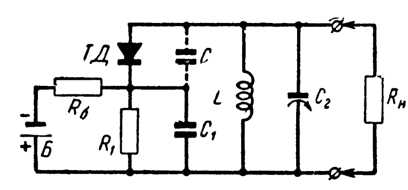


Рис. 10. Схема генератора гармонических колебаний.

Обеспечить достаточно малую амплитуду возможно лишь при условии, если сопротивление диода в рабочей точке примерно равно параллельному соединению из сопротивлений нагрузки $R_н$ и контура $R_{экв}$. Поскольку, как мы уже видели, контур с средней добротностью имеет $R_{экв}\approx 10^5$ *ом*, то практически это условие эквивалентно $|R|=R_н$. При этом отбираемая в нагрузку колебательная мощность $P\approx\frac{A^2}{|R|}$. Для типовых значений $|R|=20$ *ом* и $A=5$ *мв*, мощность $P=1{,}2$ *мквт*.

Если нелинейные искажения не имеют существенного значения, то можно считать, что размах колебаний равен $U_2—U_1$ (рис. 6). В этом случае выходная мощность для германиевых диодов будет равна $\frac{10^{-2}}{|R|}\approx 0{,}5$ *мвт*.

В УКВ и СВЧ диапазонах принцип построения генераторных схем остается таким же, только вместо контуров с сосредоточенными элементами C и L используют распределенные системы типа линий или объемных резонаторов.

По зарубежным данным верхний частотный предел генерации, достигнутый в настоящее время, несколько превышает 100 *Ггц* ($\lambda=3$ *мм*). Выходная мощность при этом составляет несколько микроватт.

Усилители на туннельных диодах. Простейшая схема широкополосного усилителя на туннельном диоде представлена на рис. 11,*а*, а на рис. 11,*б* показана его эквивалентная схема. Принцип действия усилителя сводится к следующему. Допустим, что внутреннее сопротивление генератора $R_г$ оказывается много больше сопротивления нагрузки $R_н$, тогда в контуре, образованном из параллельного соединения $R_н$ и туннельного диода *ТД*, может протекать сколь угодно большой ток, если $R_н$ стремится к $|R|$. Другими словами, отрицательное сопротивление $|R|$ можно подобрать таким, что оно почти полностью скомпенсирует потери, вносимые нагрузкой $R_н$. Следовательно, выходная мощность в нагрузке может быть во много раз больше мощности, отбираемой от генератора.

В том случае, когда сопротивление $R_г$ оказывается соизмеримым с $R_н$, диод должен быть выбран так, чтобы его дифференциальное сопротивление по абсолютному значению было несколько больше, чем $\frac{R_г R_н}{R_г + R_н} = R_п$.

Тот факт, что сопротивление $|R|$ должно быть всегда несколько больше, чем $R_н$ или $R_п$, связан с тем, что только при этом условии усилитель будет работать устойчиво, т. е. можно будет «устойчиво» задать рабочую точку на падающем участке характеристики (точка 2 на рис. 8).

Как следует из рис. 11,*а* выходные зажимы генератора являются общими с выходными зажимами усилителя. Как уже было отмечено выше, это обстоятельство затрудняет построение многокаскадных усилителей на туннельных диодах. В радиовещательных диапазонах пока еще нет достаточно эффективных способов, позволяющих «развязать» один каскад от другого. Поэтому на этих частотах, как правило, используются однокаскадные усилители. В диапазоне СВЧ в качестве развязывающих элементов используют ферритовые направленные ответвители — циркуляторы, которые позволяют «направить» электрические колебания только в одном направлении и, таким образом, разделить вход от выхода.

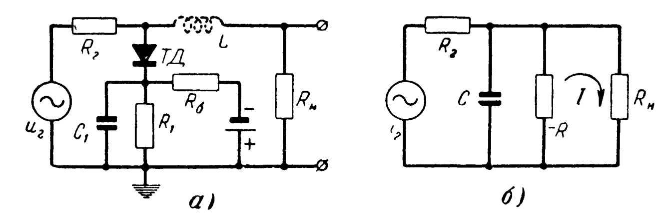


Рис. 11. Принципиальная (*а*), эквивалентная (*б*) схемы широкополосного усилителя.

Следует отметить, что использование усилителей на туннельных диодах в радиовещательном диапазоне частот мало перспективно. В этом диапазоне целесообразнее применять транзисторы, обладающие достаточно хорошими усилительными свойствами и позволяющие создавать стабильные многокаскадные усилители, потребляя при этом примерно ту же мощность от источников питания, что и туннельные диоды.

Поскольку усилители на туннельных диодах не имеют раздельных входа и выхода, то и определение коэффициента усиления для них имеет свои особенности. Под коэффициентом усиления по мощности в этом случае понимают отношение мощностей в нагрузке при включенном и выключенном диоде.

Таким образом, этот коэффициент показывает, какую мощность «вносит» туннельный диод в нагрузку по сравнению с пассивной цепью, образованной из сопротивлений $R_г$ и $R_н$. Поэтому его обычно называют коэффициентом вносимого усиления $K_в$. Для простейшей схемы на рис. 11 величина $K_в$ на низких частотах может быть под-

считана по следующей формуле:

$$K_{в} = \frac{1}{\left(1 - \frac{R_{п}}{|R|}\right)^2}.$$

При $|R| = R_{п}$ коэффициент усиления обращается в бесконечность. Это означает, что схема становится неустойчивой. Поэтому $R_{п}$ всегда выбирают несколько меньше $|R|$.

Следующей особенностью усилителей на туннельных диодах является их склонность к самовозбуждению. Это легко понять с помощью схемы на рис. 11,*а*. Если паразитная индуктивность L (пунктир на рис. 11,*а*) в контуре, образованном из туннельного диода и сопротивления $R_{н}$, окажется достаточно большой, то в нем могут возникнуть колебания совершенно так же, как в схеме генератора на рис. 10.

Допустимая индуктивность, при которой еще не возникают паразитные колебания, оценивается по формуле

$$L < |R|^2 C.$$

Если $|R| \approx R_{н} = 20$ *ом* и $C = 25$ *пф*, то паразитная индуктивность должна быть меньше 10^{-8} *гн*, или 0,01 *мкгн*.

Такое малое значение индуктивности вызывает довольно жесткие требования к качеству монтажа схемы. Чем меньше величина $|R|$, тем труднее бороться с паразитной генерацией. Так, например, при $|R| = 4$ *ом* и $C = 25$ *пф* индуктивность не должна превышать 10^{-10} *гн*. Обычно собственная паразитная индуктивность диода составляет несколько единиц 10^{-10} *гн*. Поэтому главной трудностью при создании усилителя является безындуктивное подключение нагрузки к туннельному диоду. По этой причине сопротивление R_1 в схеме на рис. 9 не должно быть проволочным.

Преобладающее большинство усилителей на туннельных диодах являются усилителями резонансного типа. В этом случае параллельно сопротивлению нагрузки включается индуктивность L, которая совместно с емкостью диода образует резонансный контур. По внешнему виду схема резонансного усилителя ничем не отличается от схемы генератора, изображенного на рис. 10. Разница между ними сводится лишь к тому, что на резонансной частоте в схеме усилителя не выполняются условия самовозбуждения, в то время как в схеме генератора это условие является необходимым. В схеме усилителя на частотах, отличных от резонансной, контур шунтирует нагрузку и усиление уменьшается.

Важной характеристикой любого усилительного элемента является его добротность, определяемая как произведение полосы пропускания на коэффициент усиления по напряжению. Для электронных ламп эта величина, как известно, равна $\Delta f K_U = \frac{S}{2\pi C}$. Для туннельных диодов, как нетрудно показать, коэффициент усиления по напряжению $K_U = \sqrt{K_{в}}$. Добротность же туннельного диода выражается следующей формулой:

$$\Delta f K_U = \frac{1}{2\pi |R| C}$$

При значениях $|R|=20$ *ом* и $C=10$ *пф* добротность $\Delta f/K_U \approx \approx 800$ *Мгц*. Это означает, что на обычном туннельном диоде может быть построен усилитель с полосой пропускания 40 *Мгц* и коэффициентом усиления $K_U=20$ ($K_в=400$). Приведенные значения совершенно недостижимы для однокаскадного лампового усилителя, так как наилучшая добротность у современных электронных ламп оказывается порядка 200 *Мгц*.

Конструкции современных высокочастотных усилителей на туннельных диодах весьма разнообразны. Их габариты и вес сильно зависят от рабочей частоты, определяющей размеры распределенных колебательных контуров и органов подстройки.

Современные усилители на туннельных диодах работают до частот порядка нескольких десятков гигагерц ($\lambda \leqslant 1$ *см*) с коэффициентом усиления $K_в=10^3 \div 10^4$ (т. е. 30—40 *дб*).

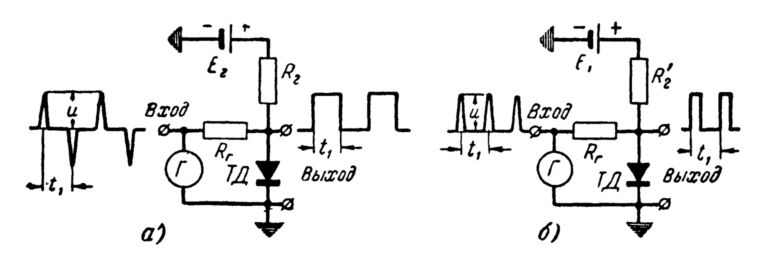


Рис. 12. Спусковые схемы на туннельных диодах.
а — схема триггера; *б* — схема одновибратора.

Импульсные схемы на туннельных диодах. Эти схемы можно разбить на три основных типа: мультивибраторы, одновибраторы (ждущие мультивибраторы) и триггеры. Два последних типа схем часто называют спусковыми схемами, так как они работают только при наличии внешнего спускового сигнала. Простейшие спусковые схемы на туннельном диоде представлены на рис. 12.

На рис. 12,*а* приведена схема триггера. Принцип действия этой схемы сводится к следующему. Если сопротивление в цепи питания R_2 выбрано очень большим, так что выполняется условие $R_2 \gg |R|$, то линия нагрузки, как показано на рис. 8, будет соответствовать прямой R_2. Поэтому диод будет находиться либо под напряжением U', либо под напряжением U''. Другого устойчивого положения равновесия быть не может.

Допустим, что исходным положением является точка *1*. Если теперь через сопротивление $R_г \gg |R|$ подать на диод импульс от внешнего генератора, то рабочая точка может «перейти» из положения *1* в положение *3*. Это произойдет только в том случае, когда амплитуда тока запускающего импульса $I_1=u/R_г$ окажется больше, чем разность $I_{макс}-I_2$ (рис. 8).

После того как схема «перешла» в другое положение равновесия (точка *3* на рис. 8), для ее повторного срабатывания необходимо уже подать импульс отрицательной полярности с амплитудой, большей, чем $I_3-I_{мин}$. Подавая на схему (рис. 12,*а*) последовательность разнополярных импульсов, можно получить на выходе коле-

бания с амплитудой $U''—U'$, близкие по форме к прямоугольным.

Переключение схемы из одного положения равновесия в другое происходит за очень короткий промежуток времени, пропорциональный $|R|C$. Это время соответствует длительности фронтов выходных импульсов.

Триггер является основным элементом любой электронной вычислительной машины. Чем выше скорость его срабатывания, тем больше математических операций в единицу времени может совершить данная машина. Триггеры на туннельных диодах срабатывают за время порядка $10^{-9}—10^{-8}$ *сек* и, таким образом, оказываются

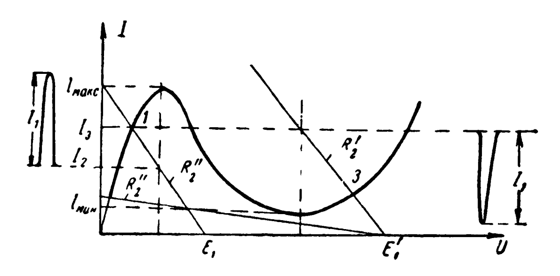


Рис. 13. Различные режимы работы одновибратора.

чрезвычайно перспективными для быстродействующих вычислительных машин.

С помощью триггера очень легко формировать прямоугольные импульсы из синусоидального напряжения. Для этого на вход вместо разнополярных импульсов надо подать гармоническое напряжение. На выходе схемы получится последовательность прямоугольных импульсов с частотой входного сигнала. Современные туннельные диоды надежно работают в таком режиме до частот порядка нескольких десятков мегагерц.

Другая разновидность спусковой схемы — одновибратор — изображена на рис. 12,*б*. В этом случае напряжение источника смещения E_1 и сопротивление R'_2 или R''_2 выбираются так, чтобы линия нагрузки пересекала вольт-амперную характеристику диода только в одной точке на любой из ее восходящих ветвей (рис. 13). Если исходная рабочая точка соответствует положению *1*, то под действием внешнего положительного импульса тока схема будет «переброшена» в район точки *3* на другой восходящий участок характеристики и останется там до тех пор,пока внешний сигнал не будет снят.

После снятия внешнего сигнала схема возвратится в исходное состояние не мгновенно, а через некоторое время, определяемое сопротивлениями R'_2, $R_г$ и параметрами диода. Если рабочая точка выбрана в точке *3* (рис. 8), то для работы схемы необходимо на ее вход подавать последовательность отрицательных импульсов.

Таким образом, на выходе одновибратора можно получить последовательность прямоугольных импульсов с калиброванной длительностью, не зависящей от формы и длительности входного сигнала.

В рассмотренной выше схеме триггера на одном туннельном диоде (рис. 12,*а*) условия запуска из точки *1* в точку *3* могут существенно отличаться от условий запуска из точки *3* в точку *1*. Связано это с тем, что вольт-амперная характеристика в районе $I_{макс}$ и $I_{мин}$ несимметрична и, таким образом, в зависимости от направления переключения амплитуда запускающего сигнала, необходимая для срабатывания схемы, может быть различной. Поскольку же входные сигналы обычно имеют одинаковую амплитуду и длительность, то указанный недостаток может привести к ненадежному срабатыванию схемы в одном из направлений.

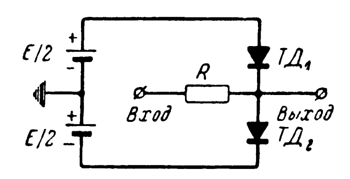
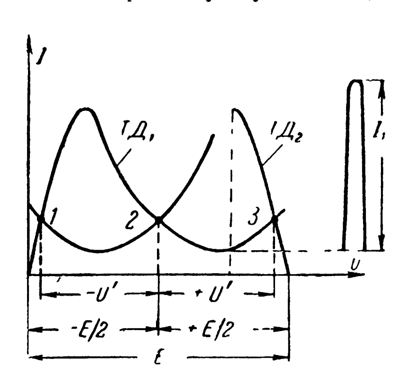


Рис. 14. Принципиальная схема „Твин"

От этого недостатка свободна схема на двух туннельных диодах (рис. 14), условно называемая в иностранной литературе схемой «Твин». В этой схеме один из диодов, например $ТД_2$, можно рассматривать как сопротивление нагрузки для диода $ТД_1$. Тогда для построения линии нагрузки для диода $ТД_1$ достаточно из точки $U=E$ построить перевернутую вольт-амперную характеристику диода $ТД_2$ (рис. 15). В результате такого построения мы получим две характеристики, пересекающиеся в трех точках, причем точка *2* будет по-прежнему неустойчивой, а точки *1* и *3* останутся устойчивы-



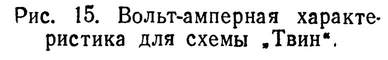


Рис. 15. Вольт-амперная характеристика для схемы „Твин".

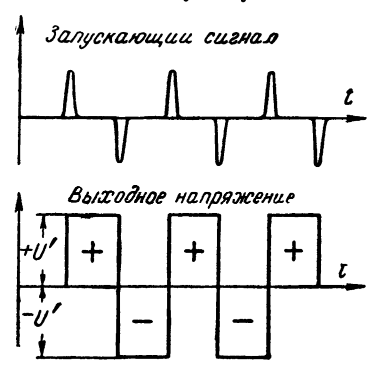


Рис. 16. Форма напряжения на выходе схемы „Твин".

ми. Поскольку же средняя точка батареи смещения заземлена, точке *2* на рис. 15 будет соответствовать нулевой потенциал относительно «земли». Поэтому условия запуска схемы «Твин» окажутся совершенно одинаковыми для любого направления. При этом, конечно, необходимо подбирать диоды с одинаковыми характеристиками.

Напряжение, снимаемое со схемы «Твин», показано на рис. 16. Здесь видно, что выходное напряжение изменяется от $+U'$ до $-U'$.

Схема «Твин» может работать и как мультивибратор, если между зажимом «земля» и выходным зажимом включить индуктивность L (рис. 17). В этом случае точки 1 и 3 (рис. 15) становятся неустойчивыми, если $L>8\,|\bar{R}|^{-2}C$, где $|R|$ — усредненное дифференциальное сопротивление диода на падающем участке характеристики (рис. 6). Форма колебаний на выходе мультивибратора близка к прямоугольной (рис. 16).

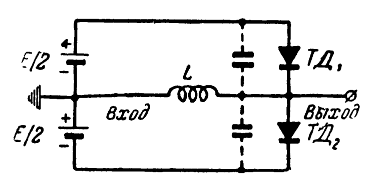


Рис. 17. Принципиальная схема мультивибратора.

Незначительная асимметрия колебаний может быть достигнута за счет использования диодов с различными параметрами. Длительность плоской части импульса может быть грубо оценена по следующей формуле:

$$\tau \approx \frac{L}{r_1 + r_L},$$

где r_L — сопротивление индуктивности постоянному току, а r_1 — сопротивление диода постоянному току на участке характеристики от 0 до U_1 (рис 6). Обычно r_1 составляет несколько ом. Напряжение источника питания $E/2$ должно быть выбрано в интервале от от U_0 до U_2 (рис. 6).

Рассмотренные схемы не исчерпывают многообразия применений туннельного диода в различных радиотехнических устройствах. Необходимо указать, что туннельный диод оказывается весьма перспективным прибором при детектировании очень малых напряжений (около 1 *мв*), умножении и преобразовании высоких частот и др. В последнее время появились такие приборы, как транзисторы с туннельным эмиттером, позволяющие создавать более совершенные импульсные схемы.

Следует также отметить, что исследования в области изучения физики туннельного эффекта в полупроводниках и создание приборов, использующих этот эффект, находятся еще далеко не в завершенной фазе. Поэтому в ближайшем будущем в этой области следует ожидать еще много новых открытий и изобретений.

Цена 07 коп.